



小特集 キロテスラ級磁場で拓く新しいプラズマ科学

3. 宇宙 X 線の観測で見る天体の超強磁場現象

3. Cosmic X-ray Study of the Physics in Strong Magnetic Fields of Celestial Sources

岩切 渉

IWAKIRI Wataru

理化学研究所 MAXI チーム

(原稿受付：2016年8月1日)

X線天文学による中性子星の観測は、地上では作り出すことが難しい超強磁場中でのプラズマの振る舞いを診断するのに良いプローブである。降着駆動型パルサーは、硬 X 線スペクトル中に観測される電子のサイクロトロン共鳴による散乱構造から、数億テスラの磁場強度を持つことが直接的に測定されている。さらに最近では、幾つかの中性子星は100-1000億テスラというランダウ準位の基底エネルギーが、電子の静止質量を超えるような超強磁場を持っているのではないかと観測の事実が積み上がってきている。本章では X 線天文学によってこれまでに得られた結果を概説する。

Keywords:

X-ray astronomy, neutron star, accretion powered pulsar, cyclotron resonance scattering feature, magnetar

3.1 はじめに

天文学を専攻しています、というと、望遠鏡を担いで山に登っているイメージを時折持たれてしまうことがあるが、こと X 線天文学に関しては、このイメージは全く当てはまらない。なぜなら、宇宙からやってくる X 線は地球大気で吸収されてしまうため、X 線で宇宙を見ようと思った場合には、X 線検出器を山の上に持っていてもダメで、人工衛星等に搭載して大気の外まで運ぶ必要があるためである。地球の外まで観測機器を持っていくということは、打ち上げ前に搭載品の振動試験、熱真空環境試験、耐放射線環境試験等、幾つもの試験をクリアする必要があり、打ち上げに成功した後も、観測機器や衛星を直接修理しに行くことはできないので（直接宇宙飛行士が直しにいったハッブル宇宙望遠鏡の例はあるものの）、地上実験には存在しない多くの困難が伴うことになる。しかし、宇宙には我々の想像を絶するような強重力場、強磁場の極限環境が存在し、そこに付随するプラズマが X 線を放っているため、X 線天文学は極限環境でのプラズマの振る舞いを診断する良いツールで有り、宇宙まで検出器を運ぶリスクを背負ってもなお、我々の興味を引きつけてやまないのである。X 線天文学が始まって半世紀が経ち、多くの極限環境物理に対する成果が出されているが、本章では強磁場という観点で、これまでの成果を紹介していきたいと思う。

3.2 強磁場天体、中性子星

中性子の縮退圧によって支えられた星、中性子星の存在は、1932年に James Chadwick によって中性子が発見されたその2年後に、W. Baade と F. Zwicky によって予言され

ていた。その約30年後の1967年に A. Hewish と J. Bell によって周期的な信号を放つ天体、パルサーとして発見されて以来、これまでに主に電波帯域において2,000個以上の中性子星が見つかっている。中性子星は物理学の様々な観点から見て非常に興味深い研究対象となっているが、本稿では特に中性子星が持つ強磁場と、そこに存在する高温プラズマという点に着目して話を進めていきたい。

中性子星は、重力崩壊型の超新星爆発によって生まれ、自己の重力を中性子の縮退圧と、中性子同士の間で働く核力で支えている星である。そのため、星の半径が10 km 程度しか無いとても小さな星である。一方で星の質量は太陽と同程度であるため、表面重力は地球の表面に比べて1000億倍もの大きさになる。そして、その磁場強度について簡単に考えてみると、0.01 テスラ程度の磁場を持つ半径100万 km 恒星が、表面を貫く磁束の数を保存したまま中性子星のサイズに収縮したと考えると、その磁場強度は1億テスラに及ぶことになる。

封筒のウラ計算ではなく、実際の観測量から中性子星の磁場をどのように推定しているのか。中性子星からのパルスはよくよく観測すると、時間が経つにつれて、ほんの少しだけパルスの周期が長くなっていく、つまり中性子星の自転が遅くなっていることがわかる。図1に、電波望遠鏡を用いて求めた中性子星のパルス周期(P)とその変化量である1次微分量(\dot{P})をプロットした、 $P-\dot{P}$ ダイアグラムを示す[1]。この周期の変化量（失われた回転エネルギー）が、放射エネルギーに変換されていると考えられており、このようなパルサーは回転駆動型パルサーと呼ばれる。回転エネルギーが中性子星の磁気双極子放射に変換されてい

Institute of Physical and Chemical Research, Wako, SAITAMA 351-0198, Japan

author's e-mail : wataru.iwakiri@riken.jp

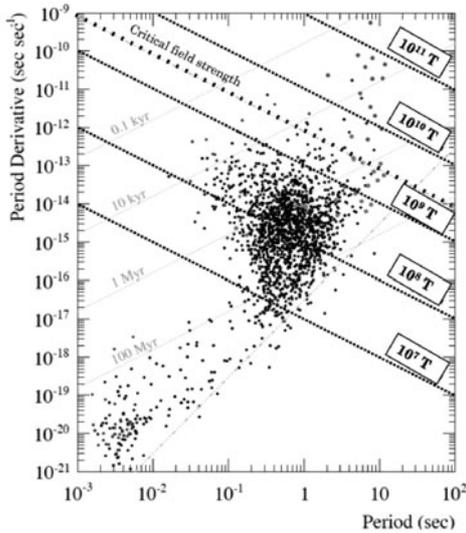


図1 これまでに観測されたパルサーの自転周期と、周期の変化率 ($P-\dot{P}$ ダイアグラム) [1].

ると考えると、

$$B = 1.0 \times 10^8 \sqrt{\left(\frac{P}{1s}\right) \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15} s/s}\right)} T \quad (1)$$

の関係から、磁場を推定することができ、求めた磁場を図1の点線で示した。この磁場推定方法から、多くの中性子星は、1億テスラという地球上で作り出すにはかなり難しい定常磁場を持っていることが推定される（現在、地球上で作り出せる定常的な磁場の大きさは、アメリカの国立磁場研究所の45テスラが最大である）。「いやいや、これでもまだ封筒のウラ計算の範疇ではないか」と感じられる読者の方もおられると思うが、動かぬ証拠を示していきたいと思う。

3.3 降着駆動型パルサー

中性子星の中には、恒星と連星系を組んでいるものも存在する。図2に、そのような中性子星連星の模式図を示す。前章で述べたように、中性子星は巨大な重力ポテンシャルを持っている。恒星の大気は星風（太陽で言うところ太陽風）として放出されるか、もしくは直接中性子星の重力ポテンシャルに捕まると、ケプラー運動をしたまま中性子星側に落ちていくため、中性子星周囲では降着円盤と呼ばれるプラズマの円盤が生成される。このプラズマの流れは、内側に向かうガスの圧力と、外側に向く中性子星磁場の磁気圧が釣り合う点でせき止められる。これをアルフベン半径と呼ぶ。アルフベン半径より内側では、プラズマは磁力線に沿って自由落下し、最終的には中性子星の磁極に降り積もる。この時の落下速度は、光速の数十パーセントにも及ぶ。そして、中性子星の表面近くではショック面を境にプラズマのバルクな運動はランダムな運動へと変わり、重力エネルギーが熱エネルギーへと変換され、放射で失うエネルギーとバランスした結果、中性子星磁極には数千万度のプラズマの柱、降着円筒が形成され、X線を放射してい

る。降着円筒は中性子星の自転によって見え方が変わるため、X線帯域において強い周期的なパルスが観測される。そのため、X線帯域でパルスが観測される中性子星連星系のことをX線パルサー、または回転駆動型パルサーに対して物質の降着エネルギーを基に放射していることから、降着駆動型パルサーと呼ばれる。

図3に、降着駆動型パルサーから得られる典型的な硬X線スペクトルを示す。スペクトルの連続成分は、経験的に数十keVに急峻なカットオフを持つべき関数で再現できる。このカットオフは、プラズマの温度を表していると考えられている。そして、特筆すべきは、数十keVの帯域に強い吸収構造が見られることである。この構造こそが、中性子星が1億テスラという途方もない強磁場を持つことの動かぬ証拠である。なぜならば、この構造は、強磁場中のために磁力線に垂直方向の運動量がランダウ準位に量子化されている、プラズマ電子のサイクロトロン共鳴散乱によるものだからである。ランダウ準位は、

$$E_n = 11.6n(B/10^8 T) \text{ keV} \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (2)$$

と表せる。つまり、X線観測によってサイクロトロン共鳴散乱による吸収構造のエネルギーを測定することは、中性子星の磁場を直接測定することに対応する。図3に示した天体の場合、 $\sim 35 \text{ keV}$ に吸収線の中心エネルギーが見られるため、この天体の磁場は3億テスラと見積もることがで

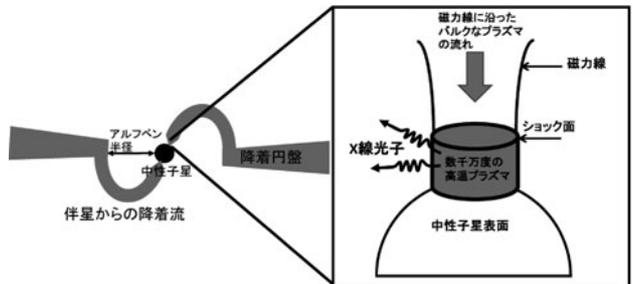


図2 降着駆動型パルサーの全体の模式図と、中性子星磁極における降着円筒の模式図。

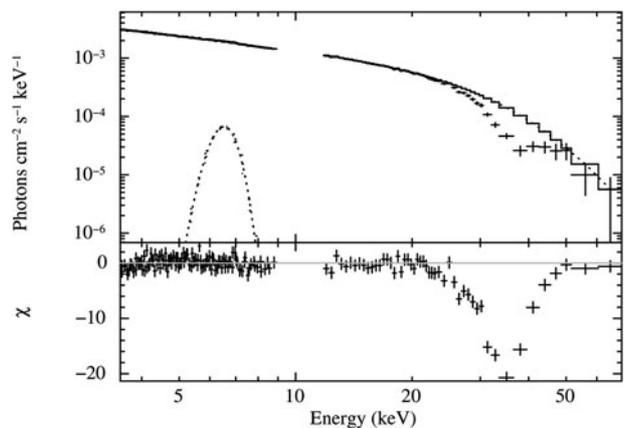


図3 すざく衛星によって観測された、降着駆動型パルサー 4U 1626-67のX線スペクトル。ヒストグラムが連続成分のベストフィットモデルを表し、下段がデータのモデルからの残差。

きる。このようなサイクロトロン共鳴散乱構造は、1976年にドイツの J.Trümper 氏らの気球実験によって発見され [2]、その後日本の第3代X線天文衛星「ぎんが」の大活躍 [3, 4]、米国のRXTE衛星等によって、現在では20天体からサイクロトロン共鳴散乱構造が検出されており、中性子星磁場の測定がなされ、磁場強度は1-7億テスラに分布していることがわかっている。これまでに測定された最大の磁場強度である ~ 7 億テスラは、ISSに搭載されている日本の全天X線監視装置MAXIと第5代X線天文衛星「すざく」の連携によって捉えられた（サイクロトロン共鳴エネルギーは ~ 80 keV）[5]。また、ランダウ準位の特徴として、高調波のエネルギーが基本波の整数倍になることが挙げられるが、実際に第4共鳴まで、基本波のちょうど整数倍のエネルギーに吸収構造が見られる、美しいスペクトルが検出されている天体もある [6]。

このように、降着駆動型パルサーの中性子星磁極では、数千万度のプラズマが数億テスラの定常磁場中に存在してX線を放射しており、このような状況を地上で作るのは難しく、強磁場中でのプラズマの振る舞いを探る良い実験室となっている。より詳しく、中性子星磁極に存在する高温プラズマの状況を考えていくと、プラズマの電子温度よりも、磁極の磁場強度の方が大きいために、プラズマ電子の磁力線に垂直な方向の運動はランダウ準位に制限されているが、磁力線に平行な方向には自由に動けるため、こちらの方向にはマクスウェル分布に従う速度で運動していると考えられる。この異方性のため、光子と電子の散乱断面積が光子の伝搬方向に強く依存することが予想される [7]。また、光子の偏光モード（Oモード、Xモード）によっても散乱断面積が変化し、なかなか複雑な系となっている [8]。このことから、観測される連続成分を再現する物理的なモデルはまだ構築されておらず、経験的なモデルで再現できるという理解にとどまっており、課題となっている。

共鳴吸収線のプロファイルの詳細観測は、プラズマの電子温度や磁場勾配の影響を知る手がかりとなり、多くの理論予想では非対称なプロファイルや微細構造が予想されているが [9, 10]、これまでに観測されている共鳴吸収構造は、単純なガウス関数、もしくはローレンツ関数で再現できるという理解にとどまっている。近年、硬X線検出器の感度向上に伴い、すざく衛星や米のNuSTAR衛星によって非対称なプロファイルの兆候が得られ始めており [11, 12]、今後の理論と観測結果の比較から、詳細な強磁場中のプラズマの情報が得られることが期待される。

3.4 マグネター

ここまで、降着駆動型パルサーの観測例をもとに中性子星が1億テスラという途方も無い強磁場を持った天体であることを示してきた。ここで図1の P - \dot{P} ダイアグラムを再度眺めていただくと、図の右上の方に、100億テスラというさらに強大な磁場を示している中性子星が存在していることが見て取れる。これらの天体は、ランダウ準位間のエネルギー差が電子の静止質量エネルギーと等しくなる、臨

界磁場、

$$B_{cr} = m_e^2 c^3 / \hbar e = 4.4 \times 10^{10} \text{T} \quad (3)$$

を超えた磁場強度を持っていると推定される。臨界磁場より大きな磁場中では、光子の伝搬に、通常の系では発現しない量子電磁気学（QED）の高次効果の寄与、光子の偏光モードによって屈折率が変わる真空の複屈折や光子が直接磁場と相互作用して起きる光子分裂、などの効果が無視できなくなると予想されている [13]。そのため、本当に臨界磁場を超えるような強磁場を保持している天体が存在するのであれば、地上では実験するのが難しい極限磁場中でのプラズマ物理を検証するのに格好の観測対象となるが、果たしてどうなのだろうか。

これらの P - \dot{P} ダイアグラム上で右上に存在する中性子星は、マグネターと呼ばれて他の中性子星とは区別されている。これまでに多くの観測結果から、マグネターが実際に量子臨界磁場を超えるような磁場を持つのではないかという状況証拠が積み上がってきている。本章では、これらの一部を紹介していこうと思う。より詳細な解説は、榎戸輝揚氏や牧島一夫氏の天文月報の記事 [14, 15]、パリティの特集記事 [16]などを参照されたい。

まず、マグネターの第一の特徴は、その定常的に放射しているX線光度の大きさである。マグネターには、前章で紹介した降着駆動型パルサーのように伴星が存在する証拠が見つかっていないため、伴星の降着物質の重力エネルギーの解放でX線を放出しているのではなく、単独で輝いていると考えられている。観測されるマグネターからのX線光度、 $L_x \sim 10^{28}$ J/sを、他の回転駆動型パルサー同様、回転エネルギーで説明しようと思うと、観測される自転の変化率から推定されるスピンドウンエネルギー (E_{sd}) は、 $E_{sd} \sim 10^{26-27}$ J/sであり、回転駆動型パルサーの枠組みでは説明できないことになる。このような理由から、歴史的にはこれらの天体は特異X線パルサー（Anomalous X-ray Pulsar: AXP）と呼ばれている。そのため、回転駆動型パルサー、降着駆動型パルサーとは別のエネルギー源が存在すると考えられ、90年代に内部に蓄えられている強磁場のエネルギーを解放して放射エネルギーに変換している、磁気駆動型パルサー（マグネター仮説 [17-19]）が提唱されるようになった。

マグネターの第二の特徴がバースト活動である。歴史的には、軟ガンマ線帯域でのバーストを繰り返し起こす天体をSoft Gamma Repeater (SGR)と呼んでいたが、AXPから軟ガンマ線バーストが観測される等 [20]、両者の共通項が見出されており、現在ではAXPとSGRは同種族の天体であると考えられている。SGRからは様々なバースト活動が観測されているが、最も特異なものが巨大フレア（Giant flare）と呼ばれているバースト現象である。図4にRHES-SEI衛星によって観測された2004年に発生した巨大フレアの光度曲線を示す [21]。このフレアのピーク時はとてつもない明るさであったため、軌道上で動いていた γ 線観測専用の装置は飽和してしまい、唯一ピークの光度を測定することができたのは、磁気圏尾部観測衛星Geotailに搭載され

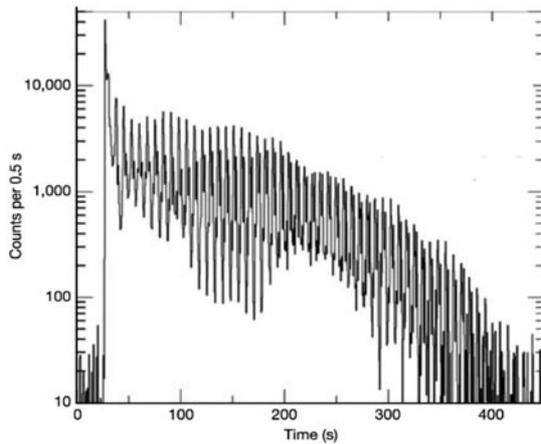


図4 RHESSI衛星によって2004年12月27日に観測された、SGR 1806-20からの巨大フレアの光度曲線[21].

ていた粒子検出器のみであったことは有名な逸話である[22]. この時放出された総エネルギーは 10^{37-39} Jと見積もられ、ピーク時のスペクトルは ~ 200 keVの黒体輻射、その後 ~ 400 秒間続くテイルのスペクトルは ~ 10 keVの黒体輻射で再現できる. 光度曲線に見られる ~ 8 秒のモジュレーションは星の自転に対応している. このような高温プラズマを400秒もの間、磁場で閉じ込めておくには、その磁場強度の大きさは 10^{10} T以上必要となり、量子臨界磁場を超えたマグネターの存在を示唆する結果となる.

前章では 10^8 Tの電子のランダウ基底準位がX線の帯域に来るため、スペクトル中にサイクロトロン共鳴散乱による構造が現れることを示したが、 $\sim 10^{10-11}$ Tの磁場中ではどうだろうか. この場合、陽子のランダウ基底準位のエネルギーがX線帯域になる. そして、マグネターのX線スペクトル中に構造が見られるという報告が数例あり、議論となっている. その1例を図5に示す[23]. この ~ 2 keVに見られる構造が、陽子サイクロトロン共鳴散乱によるものであるとすると、推定される磁場は $\sim 10^{10}$ Tとなり、やはりマグネターの存在を支持するものとなる.

このように、マグネターは $P-\dot{P}$ ダイアグラムからの磁場強度推定だけでなく、様々な観測の特徴が超強磁場を

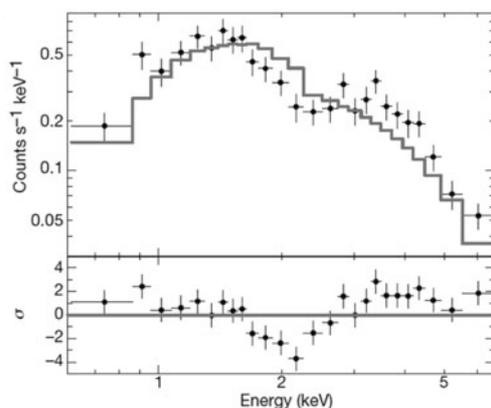


図5 XMM-Newton衛星によって得られた、SGR0418+5729に見られるX線スペクトル構造[23].

持った中性子星であることが示唆されている. しかし、それらは間接的な証拠であり、陽子サイクロトロン共鳴によると思しきスペクトル構造も、全てのマグネター候補天体に見られるわけではなく、またサイクロトロン共鳴によるものとしても、陽子によるものか電子によるものかを見分けるのは難しいため、決定打には至っていないように見える. そのため、依然としてマグネターを特殊な白色矮星としたり、降着駆動型パルサーによる対立仮説も存在しており[24, 25]、さらなる理論、観測の発展が期待される.

3.5 今後の展望

ここまで、宇宙X線観測による中性子星周りの強磁場現象について紹介を行ってきた. 最後に、今後の展望について、筆者の考えを述べていきたいと思う.

宇宙X線観測が始まって、半世紀以上が経ったが、未だにX線帯域における系統的な偏光観測は行われていない. X線の波長はオングストロームのオーダーであるため、可視光のように偏光板を用いた偏光観測はできず、光電効果やコンプトン散乱による相互作用の光子の偏光度、偏光方向に対する異方性を測定する必要があり、技術的な困難さを伴うためである.

この未開拓領域を切り拓くために、2020年代には10 keV以下の帯域を狙ったポインティング型のX線偏光観測ミッションが3つ提案されており、そのうちの 하나가、NASAゴダード宇宙センターが主導し、日本が協力をして進めているPRAXyS衛星計画である. PRAXySは、2020年度の打ち上げをめざし、2-10 keVのX線帯域を狙った、ブラックホール連星や中性子星の系統的なX線偏光の探査を目的とした計画である. X線偏光系はガス検出器を応用したもので、光電効果で飛び出す光電子の方向が、入射X線の偏光方向に依存していることを利用し、Time Projection Chamber (TPC)の技術を用いて、1次元に配置された読み出しストリップと、到来時間差から、光電子の飛跡イメージを取得し、光電子の放出方向の角度分布から、入射X線の偏光度、偏光方向を検出する仕組みとなっている(図6)[26]. マグネターが超強磁場天体であれば、荷電粒子の運動は磁場によって強く制限されているため、その表面放射は強く偏光していると考えられる. 加えて、X線は臨界磁場を超えた超強磁場中を伝わってくる際に、光子の偏光方向によって光の速度が変わる真空の複屈折の影響を受けることが予想され、自転位相ごとの偏光度、偏光角の

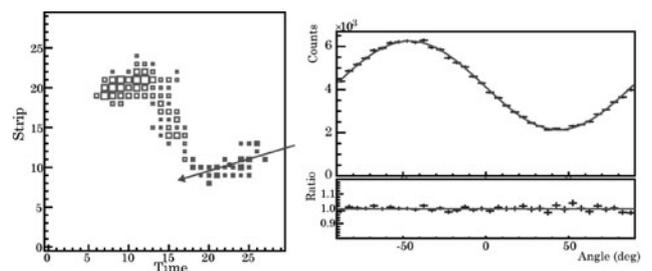


図6 PRAXyS搭載のX線偏光計のプロトタイプに偏光X線を照射し、得られた光電子の飛跡(左)と、推定された射出方向の角度分布(右).

観測結果から量子電磁気学の検証を行うことができると期待される[27]。臨界磁場に届いていないが、直接的に磁場強度が測定できている降着駆動型パルサーからのX線偏光にも、真空の複屈折の影響が見られることが予想されており[28]、X線偏光観測に対する期待は大きい。

また、X線天文学のフロンティア領域としては、マイクロカロリメータを用いた従来の半導体検出器のエネルギー分解能よりも一桁以上良い、高分散スペクトルの取得が挙げられる。惜しくも衛星側のトラブルで、本格的な観測開始前にミッションを断念せざるをえなかった日本の第6代X線天文衛星「ひとみ」だが、トラブルが発生する前に試験的に銀河団の高温プラズマを観測したデータは、マイクロカロリメータの驚異的な能力を我々に魅せてくれた[29]。この能力で、マグネターに見られる陽子サイクロトロン共鳴らしき構造を観測できれば、強磁場の存在についてより深く迫れることであろう。今後の展開に期待したい。

さらに、天文学にはその場観測ができないという大きな弱点があるため、地上で強磁場環境を作り出し、プラズマの運動を調べるといふ藤岡慎介氏らの試みは非常に魅力的である[30]。例えば、キロテスラ級の磁場が実験室で生成できるとなると、キロテスラは図2で示した降着駆動型パルサーの模式図でのアルファベン半径付近の磁場強度に対応しており、この降着円盤と中性子星の磁気圏境界領域においてどのような物理が起きているかは自明ではないため[31]、地上実験からのフィードバックを与えられれば、非常に大きなステップとなるのではないかと筆者は考える。

参考文献

- [1] R.N. Manchester *et al.*, VizieR Online Data Catalog (2005).
- [2] J. Trümper *et al.*, ApJ **219**, L105 (1978).
- [3] T. Mihara, PhD thesis, Univ. Tokyo (1995).
- [4] K. Makishima *et al.*, ApJ **525**, 978M (1999).
- [5] T. Yamamoto *et al.*, PASJ **66**, 59Y (2014).
- [6] A. Santangelo *et al.*, ApJ **523**, L85 (1999).
- [7] H. Herold, Phys. Rev. D **19**, 2868 (1979).
- [8] P. Mészáros, Univ. Chicago Press, Chicago, IL (USA), 1992, 544 p.
- [9] O. Nishimura, PASJ **57**, 769 (2005).
- [10] G. Schönherr *et al.*, A&A **472**, 353 (2007).
- [11] W.B. Iwakiri *et al.*, ApJ **751**, 35 (2012).
- [12] F. Fürst *et al.*, ApJL **806**, L24 (2015).
- [13] A.K. Harding and D.Lai, Reports on Progress in Physics **69**, 2631 (2006).
- [14] 榎戸輝揚：天文月報 **105**, 431 (2012).
- [15] 牧島一夫：天文月報 **108**, 721 (2015).
- [16] パリティ2015年8月号「特集：マグネター」(丸善出版, 2015).
- [17] R. C. Duncan, Thompson, C. ApJL **392**, L9 (1992).
- [18] C. Thompson and R.C. Duncan, MNRAS **275**, 255 (1995).
- [19] Thompson and R.C. Duncan, ApJ **473**, 322 (1996).
- [20] F.P. Gavriil *et al.*, Nature **419**, 142 (2002).
- [21] K. Hurley *et al.*, Nature **434**, 1098 (2005).
- [22] T. Terasawa *et al.*, Nature **434**, 1110 (2005).
- [23] A. Tiengo *et al.*, Nature **500**, 312 (2013).
- [24] M. Malheiro *et al.*, PASJ **64**, 56M (2012).
- [25] J. Trümper *et al.*, A&A **518**, A46 (2010).
- [26] J. Black *et al.*, Nucl. Instrum. Methods in Physics Research A **581**, 755 (2007).
- [27] R. Fernández and S. W. Davis, ApJL **730**, 131 (2011).
- [28] P. Mészáros *et al.*, ApJ **324**, 1056 (1988).
- [29] Hitomi Collaboration, Nature **535**, 117 (2016).
- [30] S. Fujioka *et al.*, Scientific Reports **3**, 1170 (2013).
- [31] N.R. Ikhsanov and M.H. Finger, ApJ **753**, 1 (2012).